

## ПРОСТРАНСТВЕННО-ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ТВЕРДОТЕЛЬНОМ ЛАЗЕРЕ С ПАССИВНЫМ ПРОСВЕТЛЯЮЩИМСЯ ФИЛЬТРОМ

Рассмотрена одномерная пространственно-динамическая модель формирования усиленного излучения в твердотельном лазере с пассивной модуляцией добротности. Численные расчеты выполнялись для Nd:YAG с насыщающимся фильтром  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG. Рассмотрена зависимость пиковой мощности импульса от мощности накачки. Пиковая мощность импульса растет вплоть до некоторого значения мощности накачки, затем спадает, другими словами, наблюдается максимум в зависимости максимальной мощности импульса от мощности накачки. Зависимость длительности импульса от накачки, наоборот, проходит через минимальное значение. Максимум пиковой мощности и минимум длительности импульса наблюдаются при одинаковой мощности накачки. Конкретные величины параметров экстремальных значений зависят от общей длины резонатора и длины насыщающегося фильтра. Частота следования импульсов практически линейно зависит от мощности накачки в широком диапазоне вариаций параметров лазерной системы.

**Ключевые слова:** твердотельный лазер; режим модулированной добротности; пространственно-временная модель.

One dimension time-space model has been considered for passive Q-switched regime in a solid state Nd:YAG laser with a  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG saturable absorber. The numerical simulation revealed a maximum in the dependence of a generation peak power on the pump power, and a minimum in the dependence of a pulse width on the pump power. These are observed for the same pump power values that depend on a total resonator length and a saturable absorber length. The pulse frequency is almost linearly dependant on the pump power within a wide range of laser parameters.

**Key words:** solid state laser; Q-switched regime; time-space model.

Режим модулированной добротности является широко распространенным и достаточно хорошо исследованным для твердотельных лазеров (ТТЛ) [1]. Однако при его реализации приходится находить согласование достаточно большого числа внутренних параметров, особенно при пассивной модуляции добротности [1]. В последние годы все большее внимание уделяется геометрическим параметрам таких лазеров, в частности тем, для которых размеры резонатора находятся в пределах нескольких миллиметров. Однако даже для таких лазерных систем используют составной резонатор [2–4]. С другой стороны, для получения сверхкоротких импульсов применяют ТТЛ с длиной резонатора в несколько метров [5, 6].

Большое число параметров ТТЛ определяет необходимость их оптимизации для достижения заданного диапазона значений выходных характеристик. Существенную базу для решения подобных задач могут обеспечить достаточно строгие теоретические модели, которые позволяют установить взаимосвязь внутренних параметров и их влияние на выходные характеристики. Большинство используемых в настоящее время подходов не отвечает требованиям общности, так как являются по своей природе точечными (используют параметры, усредненные по объему резонатора [7–9]). Это либо вообще исключает пространственную эволюцию усиленного излучения внутри резонатора, либо сводит ее к неким эффективным значениям (например, за один обход резонатора [10]). Последний подход является весьма

популярным [1], однако в данном случае характерным временным масштабом становится время обхода резонатора. Тем не менее, даже для очень коротких резонаторов лазерных чипов это время может быть сравнимо или даже больше [11] длительности импульсов. В этом случае скоростные уравнения уже не могут корректно описывать динамику формирования лазерных импульсов.

В последние годы начинают активно разрабатываться пространственно-динамические модели, которые дают возможность непосредственно описывать эволюцию импульса усиленного излучения по мере его распространения в резонаторе лазера [7, 8, 12–14]. Такие модели позволяют выявить целый ряд существенных деталей и особенностей процесса формирования усиленного импульса [7–9], чего не обеспечивают точечные модели.

В данной работе предлагается одномерная пространственно-динамическая модель формирования усиленного излучения, в которой нет ограничений ни на длину активной среды, просветляющегося фильтра и резонатора в целом, ни на взаимное расположение элементов. В качестве активной среды взят Nd:YAG, а в качестве насыщающегося фильтра – Cr<sup>4+</sup>:YAG. Выбор определялся только возможностью использования полного набора параметров для этих сред по данным работы [15].

### Теоретическая модель и методика решения

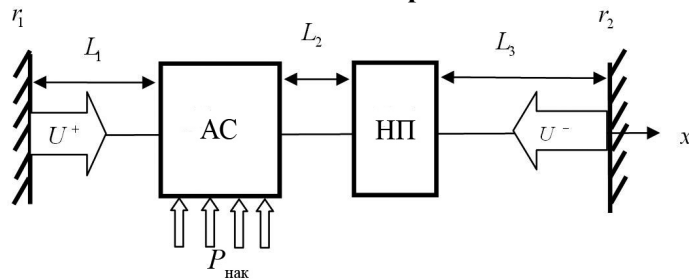


Рис. 1. Схема расположения внутрирезонаторных элементов:  
AC – активная среда, НП – насыщающийся поглотитель,  
x – пространственная координата

Схема расположения внутрирезонаторных элементов представлена на рис. 1. Излучение накачки  $P_{\text{нак}}$  (в работе речь будет идти о поперечной непрерывной накачке лазера) поглощается ионами активной среды (AC). Величины промежутков  $L_1$  и  $L_2$ , если это не оговорено дополнительно, полагаются равными нулю. Величина  $L_3$  варьировалась в достаточно широком диапазоне (от 10 см до 2,4 м). Основной особенностью предлагаемой модели является то, что процессы усиления и поглощения излучения происходят

лишь в активной среде и насыщающемся поглотителе (НП). В промежутках  $L_1$ ,  $L_2$  и  $L_3$  излучение распространяется свободно, что может быть рассмотрено как эффект запаздывания (в программе это было реализовано с помощью циклического массива).

В качестве исходной использована хорошо известная точечная модель [15], в которой для описания динамики активной среды и насыщающегося фильтра используются величины обобщенных коэффициентов усиления ( $D$  и  $D_s$  соответственно). Первым принципиальным отличием предлагаемой модели от модели [15] является то, что производные берутся по реальному, а не нормированному времени. Вторым отличием является замена средней концентрации фотонов двумя встречными потоками  $u^\pm$ , которые зависят от координаты  $x$ , т. е. меняются по длине резонатора (входному зеркалу соответствует  $x = 0$ , выходному зеркалу –  $x = 1$ ), а также введение членов, описывающих вклад спонтанного испускания. Для упрощения расчетов предполагаем, что распределение энергии накачки по объему активной среды является однородным, что приближенно соответствует условиям поперечной диодной накачки.

Соответствующая система уравнений может быть представлена в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{dD}{dt} &= \frac{\tau_c}{\alpha_L} \gamma \left( 1 - (1 + (u^+ + u^-)) D \right), \\ \frac{dD_s}{dt} &= \frac{\tau_c}{\alpha_L} \gamma_1 \left( -1 - (1 + \alpha(u^+ + u^-)) D_s \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $u^+$  и  $u^-$  – безразмерные плотности фотонов генерации, распространяющихся в положительном (+) и отрицательном (–) направлениях вдоль оси резонатора, а остальные параметры определяются следующим образом [15]:

$$\begin{aligned} D &= \frac{(1 + \gamma_a \tau_g I) G}{2 L_g N_T I \tau_g}, \quad D_s = \frac{G_s}{2 L_s N_0 \sigma_a}, \quad u^\pm = \frac{\gamma_e \tau_g R^\pm}{1 + \gamma_a \tau_g I}, \quad G = 2 L_g \gamma_e N_2, \quad \tau_c = \frac{2(L_g + L_s)n}{c}, \quad \gamma_1 = \frac{\tau_c}{\tau_s \alpha_L}, \\ G_s &= 2 L_s (\sigma_e N_{2_s} - \sigma_a (N_0 - N_{2_s})), \quad \gamma = \frac{\tau_c (1 + \gamma_a \tau_g I)}{\tau_g \alpha_L}, \quad \alpha = \frac{\sigma_+ \tau_s}{\gamma_e \tau_g} (1 + \gamma_a \tau_g I), \quad \sigma^+ = \sigma_a + \sigma_e, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $N_2$  и  $N_{2_s}$  – населенности возбужденных уровней активной среды и насыщающегося фильтра соответственно;  $R^\pm = u^\pm \frac{(1 + \gamma_a \tau_g I)}{\gamma_e \tau_g}$  – размерные плотности потока фотонов генерации (соответствующие

$u^+$  и  $u^-$  соответственно),  $P_{\text{нак}} = I \cdot h\nu_{\text{нак}} S_{\text{нак}}$  – мощность накачки. Тогда мощность выходного излучения генерации можно определить по формуле  $P = R^+ \cdot h\nu_{\text{ген}} S_{\text{ген}}$ .

Значения и физический смысл остальных используемых величин приведены в таблице.

**Значения и физический смысл использованных величин**

| Величина               | Физический смысл   | Значение                           |
|------------------------|--|------------------------------------|
| $\gamma_a$             | Сечение поглощения в канале накачки                      | $8,63 \cdot 10^{-24} \text{ м}^2$  |
| $\gamma_e$             | Сечение испускания в канале генерации                    | $2,8 \cdot 10^{-23} \text{ м}^2$   |
| $\sigma_a$             | Сечение поглощения фильтра                               | $8,7 \cdot 10^{-23} \text{ м}^2$   |
| $\sigma_e$             | Сечение испускания фильтра                               | $2,8 \cdot 10^{-23} \text{ м}^2$   |
| $\tau_g$               | Время жизни возбужденного состояния ионов активной среды | $170 \cdot 10^{-6} \text{ с}$      |
| $\tau_s$               | Время жизни возбужденного состояния ионов фильтра        | $3,4 \cdot 10^{-6} \text{ с}$      |
| $L_g$                  | Длина активной среды                                     | 0,05 см                            |
| $L_s$                  | Длина насыщающегося фильтра                              | Диапазон изменения указан в тексте |
| $N_T$                  | Концентрация ионов активной среды                        | $2,2 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$ |
| $N_0$                  | Концентрация ионов фильтра                               | $3,0 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ |
| $\alpha_L$             | Безразмерные внутренние потери                           | 0,002                              |
| $r_1$                  | Коэффициент отражения входного зеркала                   | 1,0                                |
| $r_2$                  | Коэффициент отражения выходного зеркала                  | 0,99                               |
| $\lambda_{\text{нак}}$ | Длина волны накачки                                      | 808 нм                             |
| $\lambda_{\text{ген}}$ | Длина волны генерации                                    | 1,065 мкм                          |
| $c$                    | Скорость света в вакууме                                 | $3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$         |
| $P_{\text{нак}}$       | Мощность накачки   | Диапазон изменения указан в тексте |
| $S_{\text{нак}}$       | Площадь пятна накачки                                    | $1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$      |
| $S_{\text{ген}}$       | Площадь пятна генерации                                  | $1 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2$      |
| $n$                    | Коэффициент преломления АС и НП                          | 1,8                                |

Динамические уравнения для  $u^+$  и  $u^-$  должны включать не только производную по времени, но и производную по координате вдоль оси резонатора. Таким образом, их можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_L}{\tau_c} \frac{\partial u^+}{\partial t} - \frac{\partial u^+}{\partial x} &= (-1 + AD + A_1 D_s) u^+ + R_{\text{люм}} |D|, \\ \frac{\alpha_L}{\tau_c} \frac{\partial u^-}{\partial t} + \frac{\partial u^-}{\partial x} &= (-1 + AD + A_1 D_s) u^- + R_{\text{люм}} |D|, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $|D|$  – модуль величины  $D$ ;  $R_{\text{люм}}$  – безразмерный люминесцентный фактор (полагался  $R_{\text{люм}} = 0,001$ ); соответствующие параметры  $A$  и  $A_1$  определяются как и в [15]:

$$A = \frac{2L_g N_T I \tau_g}{\alpha_L (1 + \gamma_a \tau_g I)}, \quad A_1 = \frac{2L_s \sigma_a N_0}{\alpha_L}. \quad (4)$$

Так как процесс усиления излучения генерации происходит только в активной среде, то в уравнениях (3) будут отсутствовать члены с  $D_s$ . Соответственно, в насыщающемся фильтре будут отсутствовать члены, содержащие  $D$ .

Для упрощения дальнейших численных расчетов выбирался высокодобротный резонатор с коэффициентами отражения зеркал  $r_1 = 1$  и  $r_2 = 0,99$ . Отражение излучения генерации от границ активной среды и насыщающегося фильтра в работе не учитывалось. Тогда граничные и начальные условия будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} u^+(0, t) &= r_1 u^-(0, t); \quad u^-(1, t) = r_2 u^+(1, t), \\ u^\pm(x, 0) &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Для решения системы (1) – (5) использовалась явная полушаговая численная схема для гиперболических уравнений из [16]. Ее суть заключается в том, что вначале по времени делается половинный шаг ( $dt/2$ ), а значения функций  $u^\pm$  вычисляются при этом не в узлах сетки, а посередине между ними. После этого значения функций  $u^\pm$  вычисляются на полном шаге по времени ( $dt$ ), с учетом их значения на половинном шаге. Для устойчивости численной схемы требуется, чтобы шаги по времени и координаты были согласованы (в данной работе  $dx = 2c \cdot dt$ ).

Численный расчет системы проводился на суперкомпьютерах СКИФ К1000-05 Белорусского государственного университета и Гродненского государственного университета.

### Результаты численного моделирования

Вначале остановимся на зависимости выходной мощности от времени в режиме модуляции добротности. Общий вид такой зависимости проиллюстрирован на рис. 2, а, а отдельный взятый импульс приведен на рис. 2, б. Заметим, что характерной особенностью является то, что лазер не сразу выходит на стабильный режим генерации (когда параметры каждого следующего импульса такие же, как у предыдущего), а имеется некоторый переходной режим работы (на рис. 2, а, этому процессу соответствует промежуток 0–50 мкс). Форма получаемого импульса иллюстрируется рис. 2, б. Отметим, что импульс имеет характерное для режима модуляции добротности быстрое нарастание и относительно плавное затухание.

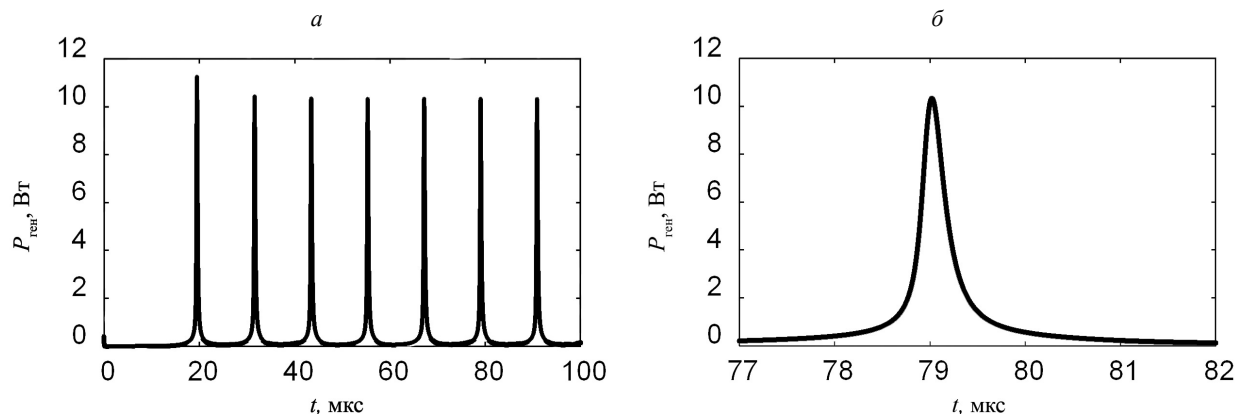


Рис. 2. Зависимость мощности выходного излучения от времени (а) и один увеличенный импульс (б) для  $P_{\text{нак}} = 5,4 \text{ Вт}$ ,  $L_s = 2,5 \text{ мм}$ ,  $L_3 = 0,43 \text{ м}$

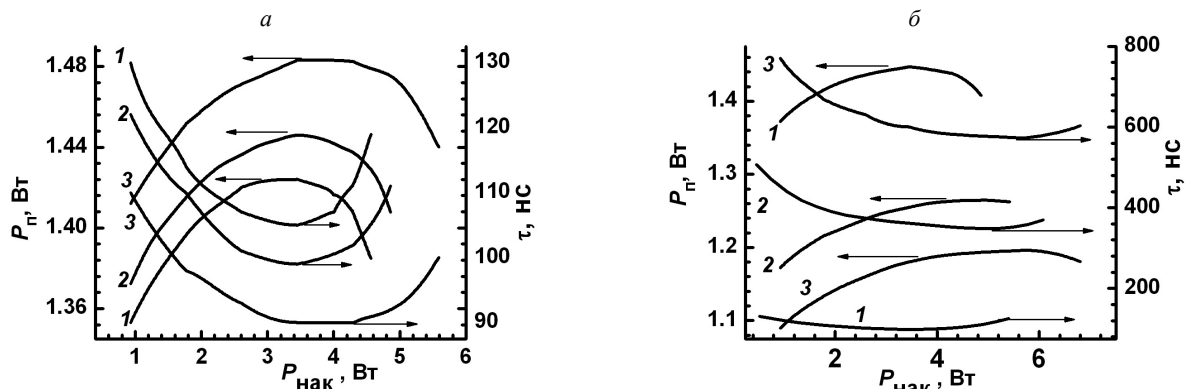


Рис. 3. Зависимость пиковой мощности выходного излучения и длительности импульса  $\tau$  от мощности накачки  $P_{\text{нак}}$ :  
а –  $L_3 = 0,1 \text{ м}$ ;  $L_s, \text{мм}$ : 1 – 2,4, 2 – 2,5, 3 – 2,7;  
б –  $L_s = 0,25 \text{ мм}$ ;  $L_3, \text{м}$ : 1 – 0,1, 2 – 0,55, 3 – 1,04

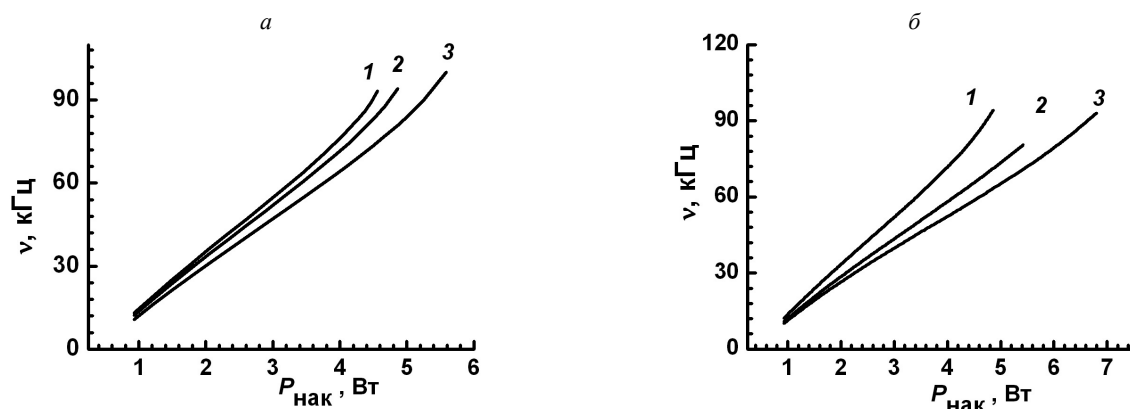


Рис. 4. Зависимость частоты следования импульсов  $\nu$  от мощности накачки  $P_{\text{нак}}$ :  
а –  $L_3 = 0,1 \text{ м}$ ;  $L_s, \text{мм}$ : 1 – 0,24, 2 – 0,25, 3 – 0,27;  
б –  $L_s = 0,25 \text{ мм}$ ;  $L_3, \text{мм}$ : 1 – 0,1, 2 – 0,55, 3 – 1,04



Сразу же необходимо отметить, что анализ полученного массива расчетных данных сталкивается с двумя основными проблемами. Первая из них связана с отсутствием системных экспериментальных исследований влияния геометрических параметров лазерной системы на выходные характеристики. Как правило, такие исследования носят достаточно ограниченный характер. Например, в работе [17] рассматривались зависимости длительности импульса, частоты повторения импульсов и мощности выходных импульсов в зависимости от подаваемой накачки для Nd:YLF – лазера с зеркалами на монослоях графена для трех длин (562, 282 и 162 мм) резонатора. Похожая ситуация и в работе [18], но здесь диапазон длин резонатора совсем иной (7, 15 и 25 мм). Наиболее полным оказывается эксперимент в работе [19], но рассматриваемый диапазон накачек является достаточно узким (20–400 мВт).

Вторая проблема связана с тем, что ряд интересных экспериментальных исследований [20–22] не содержит достаточно полного набора значений параметров ТТЛ, которые позволили бы провести корректный анализ. Поэтому сравнение с экспериментальными данными будет в дальнейшем носить в основном качественный характер.

Остановимся теперь на исследовании зависимости максимума выходной мощности генерации  $P_{\text{п}}$  и длительности импульса  $\tau$  от мощности накачки  $P_{\text{нак}}$  (рис. 3, а). Длительность импульса генерации определялась как его ширина, взятая на полувысоте. На рис. 3, а представлена характерная зависимость  $P_{\text{п}}$  от накачки при вариации толщины насыщающегося фильтра. В этих зависимостях можно выделить два участка. При относительно невысокой мощности накачки  $P_{\text{п}}$  меняется практически линейно, что и обнаруживалось в экспериментах [4, 23].

Однако при увеличении мощности  $P_{\text{нак}}$  эта зависимость становится нелинейной, достигает некоторого критического значения  $P_{\text{нак,кр}}$ , при превышении которого величина мощности генерации начинает уменьшаться. С ростом толщины насыщающегося фильтра значение  $P_{\text{п}}$  растет, а его положение смещается в область более высоких значений накачки.

Наличие максимума в зависимости  $P_{\text{п}}$  от мощности накачки  $P_{\text{нак}}$  следует из бифуркационного анализа [15] режима пассивной модуляции добротности, в то время как прямой расчет на основе точечной модели [10] дает зависимость, близкую к линейной. Однако область значений мощности накачки в этом случае существенно меньше и не доходит до значений, которые в соответствии с результатами работы [15] позволяют обнаружить максимум зависимости  $P_{\text{п}}(P_{\text{нак}})$ . Следует подчеркнуть, что сравнение полученного теоретического результата с экспериментальными данными требует большой аккуратности. Подавляющее большинство экспериментов выполнены для относительно небольшого превышения пороговых значений мощности накачки и дают практически линейную зависимость, хотя в работе [24, 25] отмечается нелинейный загиб в области больших накачек, а для лазера на основе Nd:YLF с насыщающимся фильтром SESAM на монослоях графена [17] наличие такого максимума обнаружено в явном виде.

Для длительности выходного импульса от мощности накачки (см. рис. 3, а) наблюдается обратная зависимость: по мере увеличения  $P_{\text{нак}}$  длительность сначала падает и достигает минимальных значений в области, соответствующей максимуму пиковой мощности. Похожая картина совпадения областей максимума выходной мощности и минимума длительности наблюдается и в работе [17].

Аналогичная картина наблюдается и при увеличении длины  $L_3$  (рис. 3, б), при сохранении  $L_s$  постоянной. Максимум пиковой мощности и минимум длительности импульса генерации будут совпадать и с ростом величины  $L_3$  смещаться в сторону больших значений накачки.

Расчет показывает, что частота повторения импульсов выходного излучения  $\nu$  практически линейно меняется с ростом мощности накачки (рис. 4), и наблюдается лишь незначительная нелинейность в области высоких значений накачки, соответствующих спаду пиковой выходной мощности. Отметим, что с увеличением длины насыщающегося фильтра (рис. 4, а), а также с увеличением длины  $L_3$  (рис. 4, б) частота  $\nu$  будет уменьшаться. Полученные результаты хорошо согласуются с приведенными в [21, 25].

При анализе влияния геометрических факторов (например, зависимость выходных характеристик от длины резонатора) проявляются монотонные зависимости, причем если длительность импульса растет практически линейно (рис. 5, а), то и пиковая мощность (см. рис. 5, а), и частота повторений импульсов (рис. 5, б) будут снижаться. Так, например, увеличение длины резонатора с 0,1 до 1,04 м приводит к уменьшению  $P_{\text{п}}$  более чем на 20 %. Адекватность этого результата может быть проверена сопоставлением с аналитически полученным выражением для мощности импульса [10], согласно которому  $P_{\text{п}}$  должна быть обратно пропорциональна времени обхода резонатора, а соответственно, и полной длине резонатора лазера (в нашем случае  $L_3$ ). Правильность полученной зависимости  $\tau$  от  $L_3$  также подтверждается теоретическими работами [10, 19] и экспериментальными данными [19, 20].

Результаты численных расчетов для ряда случаев показали, что при фиксированной длине резонатора  $L_{\text{рез}} = L_1 + L_2 + L_3$  изменение положения активной среды и насыщающегося фильтра (в данной работе изменялись  $L_2$  и  $L_3$ ) сказывается незначительно на значениях пиковой мощности, длительности и частоты

повторения. Например, при мощности накачки  $P_{\text{нак}} = 1,9$  Вт мощность выходной генерации изменилась менее чем на 1 % при изменении расположения насыщающегося фильтра внутри резонатора (вплотную к активной среде и в середине резонатора). Однако на данный момент этот результат нельзя считать общей закономерностью, и требуется более детальная и последовательная проверка такого вывода.

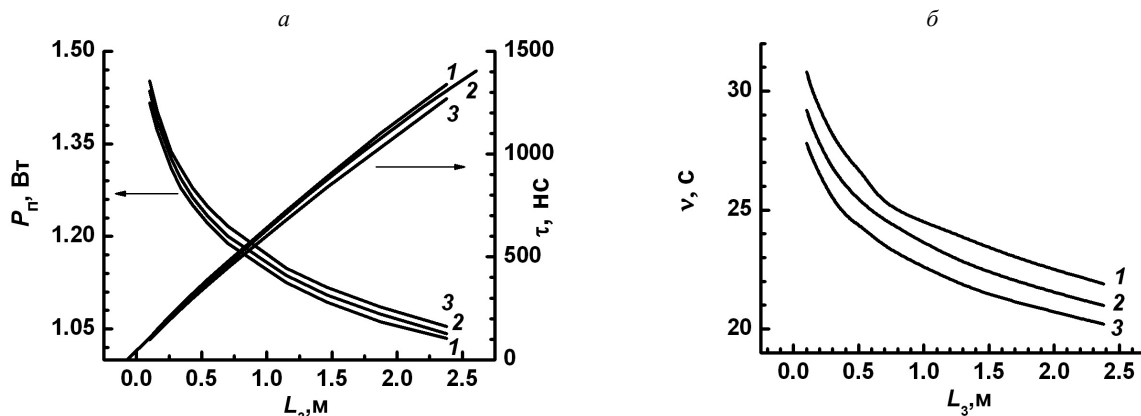


Рис. 5. Зависимость пиковой мощности и длительности импульса (а), частоты следования импульсов (б) от мощности накачки:  
а –  $L_3 = 0,1$  м;  $P_{\text{нак}} = 1,9$  Вт,  $L_3$ , мм: 1 – 0,25, 2 – 0,26, 3 – 0,27

\* \* \*

Результаты работы показывают, что предложенная пространственно-динамическая модель для описания режима пассивной модуляции в ТТЛ является вполне работоспособной и пригодной для процедур оптимизации параметров лазерной системы. Несмотря на большую ресурсоемкость, предложенная модель уже дает ряд новых результатов, связанных с соотношением экстремальных значений плотности потока фотонов и длительности импульса и влиянием толщины просветляющегося фильтра (параметр, который достаточно легко менять).

Авторы выражают благодарность директору Центра информационных технологий БГУ Ю. И. Воротницкому и заведующему кафедрой теоретической физики ГрГУ А. В. Никитину за предоставленный доступ к суперкомпьютерам СКИФ K1000-05.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Koechner W. Solid-State Laser Engineering. Springer. 2006.
2. Mlyneczar J., Kopczynski K., Mierczyk Z. Generation investigation of «eye-safe» microchip lasers pumped by 974 nm and 939 nm wavelength // Optica Applicata. 2008. № 38. P. 657–668.
3. Feng S., Li S., Chen L., Chen W., Hu L. Thermal loading in laser diode end-pumped  $\text{Yb}^{3+} \text{Er}^{3+}$  codoped phosphate glass laser // Applied Optics. 2010. № 49. P. 3357–3362.
4. Agnesi A., Dell'Acqua S., Morello C., Piccinno G., Reali G. C., Sun Z. Diode-Pumped Neodymium Lasers Repetively Q-Switched by Cr :YAG Solid-State Saturable Absorbers // IEEE J. Select. Topic Quant. Electron. 1997. Vol. 3, № 1. P. 45–52.
5. Jabczynski J.K., Endzian W., Kwiatkovski J. Q-switched mode locking in diode pumped lasers // Opt.-Electron. Review. 2005. Vol. 4, № 13. P. 317–323.
6. Han C., Zhao S., Li D., Li G., Yang K., Zhang G., Cheng K. Optimization of diode-pumped passively Q-switched mode-locked c-cut Nd: GdVO<sub>4</sub> laser with a GaAs saturable absorber // Optics & Laser Technology. 2012. № 44. P. 696–700.
7. Burov L. I., Krylov G. G., Krylova L. G. Influence of spatial inhomogeneity of pump energy distribution on output characteristics of Yb:Er laser with end pump // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2010. Vol. 4. P. 368–380.
8. Kolpakov S. A., Barmenkov Y. O., Kir'yanov A. V., Guzman-Chavez A. D., Cruz M. V., Andres J. L. Comparison of asymmetric and symmetric cavity configurations of erbium-doped fiber laser in active Q-switched regime // J. Opt. Soc. Am. B. 2012. Vol. 29, № 9. P. 2453–2461.
9. Тарасов Л. В. Физика лазера. М., 2010.
10. Degnan. J. J. Theory of the optimally coupled Q-switched laser // IEEE J. of Quant. Electr. 1989. Vol. 25, № 2.
11. Butler A. C., Spence D. J., Coutts D. W. Scaling Q-switched microchip lasers for shortest pulses. Appl. Phys. B. 2012. Vol. 109. P. 81–88.
12. Burov L. I., Krylova L. G. Optimization of Yb-Er microchip laser parameters // J. Appl. Spectr. 2012. Vol. 79. P. 397–402.
13. Azarenkov A. N., Al'tshuler G. S., Lebed'ko V. E. High-intensity superradiance in two-dimensional system of active centers // Sov. J. Quant. Electron. 1990. Vol. 20, № 2. P. 155–157.
14. Kundu S., Dasgupta K., Sasikumar S., Singh J., Ray A. K., Sinha S. Rate equation simulation of temporal characteristics of a pulsed dye laser oscillator // PRAMANA – journal of physics. 2010. Vol. 75, № 5. P. 947–952.
15. Peterson P., Gavrielides A., Sharma M. P., Erneux T. Dynamics of passively Q-switched microchip lasers // IEEE J. Quant. Electron. 1999. Vol. 35, № 8. P. 1247–1256.

16. Ильина В. А., Силаев П. К. Численные методы для физиков-теоретиков. М., 2004.
17. Matia-Hernando P., Guerra J. M., Weigand R. An Nd:YLF laser Q-switched by a monolayer-graphene saturable-absorber mirror // Laser Phys. 2013. Vol. 23. P. 025003–5.
18. Du Y., Yao B., Duan X., Cui Z., Ding Y., Ju Y., Shen Z. Cr:ZnS saturable absorber passively Q-switched Tm,Ho:GdVO<sub>4</sub> laser // Opt. Express. 2013. Vol. 21, № 22. P. 26506–26512.
19. Spuhler G. J., Paschotta R., Fluck R., Braun B., Moser M., Zhang G., Gini E., Keller U. Experimentally confirmed design guidelines for passively Q-switched microchip lasers using semiconductor saturable absorbers // J. Opt. Soc. Am. 1999. B. Vol. 16, № 3.
20. Sakai H., Kan H., Taira T. >1 MW peak power single-mode high-brightness passively Q-switched Nd<sup>3+</sup>:YAG microchip laser // Opt. Express. 2008. Vol. 16, № 24. P. 19891–19899.
21. Villafana E. R., Kir'yanov A. V., Minassian A., Damzen M. J. Diode-Side-Pumped Nd : YVO<sub>4</sub> Laser Q-Switched with LiF:F<sub>2</sub> Saturable Absorber // Laser Physics. 2005. Vol. 15, № 4. P. 570–578.
22. Mlynchak J., Kopczynski K., Mierczyk Z. Optimization of Passively Repetitively Q-Switched Three-Level Lasers. Optimization of Passively Repetitively Q-Switched Three-Level Lasers // IEEE J. of Quant. electron. 2008. Vol. 44, № 12. P. 1152–1157.
23. Bhandari R., Taira T. > 6 MW peak power at 532 nm from passively Q-switched Nd:YAG/Cr<sup>4+</sup>:YAG microchip laser // Opt. Express. 2011. Vol. 19, № 20. P. 19135–19140.
24. Renner-Erny R., Lüthy W., Weber H. P., Vlasov V., Kalachev Y. L., Shcherbakov I. A. Q-Switching with Pump-Dependent Saturable Absorption // Laser Physics. 2004. Vol. 14, № 10. P. 1285–1289.
25. Yu-Ye W., De-Gang X., Peng W., Jing-Ping X., Jian-Quan. Numerical Modelling of QCW-Pumped Passively Q-Switched Nd:YAG Lasers with Cr<sup>4+</sup>:YAG as Saturable Absorber. Y. // Chin. Phys. Lett. 2008. Vol. 25, № 8. P. 2880–2883.

Поступила в редакцию 20.12.13.

**Максим Александрович Белов** – старший преподаватель кафедры физической информатики и атомно-молекулярной физики.

**Леонид Иванович Буров** – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей физики.

**Любовь Георгиевна Крылова** – старший преподаватель кафедры высшей математики и математической физики.